

Известия НАН Армении, Физика, т.58, №4, с.555–563 (2023)

УДК 621.314.263

DOI:10.54503/0002-3035-2023-58.4-555

ГЕНЕРАЦИЯ УЗКОПОЛОСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИМПУЛЬСА В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ С ПОМОЩЬЮ ФАЗОВОЙ МАСКИ

Ю.О. АВЕТИСЯН*, А.О. МАКАРЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: yuriav@ysu.am

(Поступила в редакцию 29 июня 2023 г.)

В работе теоретически исследуется генерация узкополосного терагерцового (ТГц) излучения путем оптического выпрямления в искусственном периодически поляризованном кристалле ниобата лития (LN) с широкой апертурой. Последний формируется путем размещения многощелевой фазовой маски перед обычным (однодоменным) LN кристаллом. Показано, что ширину полосы ТГц генерации можно изменять в широких пределах, меняя линейный размер пучка накачки в кристалле. Также имеется возможность перестройки частоты генерации в диапазоне 0.4–0.8 ТГц путем построения изображения маски в кристалле с разными увеличениями. Согласно оценкам, энергия ТГц импульсов на частоте 0.5 ТГц в стехиометрическом LN кристалле при температуре 100 К составляет 265 мкДж при энергии импульса накачки 220 мДж.

1. Введение

Электромагнитное излучение в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот от 1 до 10 ТГц представляет большой интерес как для фундаментальных исследований, так и для многих практических приложений [1–4]. В этой связи, разработка новых и усовершенствование существующих схем ТГц генерации является одной из актуальных задач физики. Оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов в кристаллах периодически поляризованного ниобата лития (PPLN) является одним из наиболее распространенных способов генерации узкополосного ТГц излучения [5–10]. Благодаря пространственно-периодической модуляции знака нелинейной восприимчивости в PPLN, генерация ТГц излучения происходит в условиях квазифазового согласования, что содействует получению высокой выходной мощности. Однако, как правило, PPLN кристаллы формируются методом переполяризации доменов кристалла ниобата лития (LN) внешним электрическим полем. Вследствие этого размеры коммерчески доступных PPLN кристаллов в направлении спонтанной поляризации доменов (направление оптической оси кристалла Z), обычно, не превосходят 1 мм [11]. Ввиду этого ограничения допустимая мощность лазерного излучения в PPLN кристалле невелика, что приводит к сравнительно низкой энергии импульса ТГц излучения.

Недавно широкоапертурный образец PPLN кристалла был выполнен в виде стопы кристаллических LN пластин (диаметром 50 мм), каждая из которых была

поворнута на угол 180° относительно соседней [10]. В результате была получена генерация узкополосных ТГц импульсов на частоте 0.16 ТГц с рекордной энергией 1.3 мДж при энергии фемтосекундного импульса накачки 910 мДж. Однако этот метод не обеспечивает хорошую воспроизводимость получаемых образцов и, кроме того, для генерации на более высоких частотах необходимо оперирование со сверхтонкими пластинами. Интересный способ получения искусственных PPLN кристаллов с большой входной апертурой связан с расположением многощелевой фазовой маски перед обычным (монодоменным) LN кристаллом. В экспериментальном исследовании с использованием такого кристалла энергия генерации ТГц импульса была невысокой и составляла несколько десятков нДж [12]. Это вызвано как с невысокой мощностью импульса накачки, так и использованием конгруэнтного LN кристалла в форме треугольной призмы. Ввиду высокого ТГц-поглощения в кристалле, эффективная генерация происходит в узком слое вблизи выходной поверхности призмы, которая наклонена под углом 63° во избежание полного внутреннего отражения на границе кристалла. В результате значительная часть нелинейного кристалла лишь передает лазерный импульс накачки с входа в область эффективной ТГц генерации.

Для уменьшения действий этих ограничений мы предлагаем использовать стехиометрический LiNbO_3 (SLN) кристалл (обладающим низким ТГц поглощением при криогенных температурах) и трапециевидную форму образца кристалла с относительно небольшим углом 27.5° наклоненной поверхности. Для извлечения ТГц волны в свободное пространство используется клиновидная Si-призма, установленная на боковой поверхности кристалла.

В настоящей работе теоретически исследуется ТГц генерация в широкоапертурном искусственном PPLN кристалле выполненному на основе SLN кристалла, имеющим форму прямоугольной трапецидальной призмы.

2. Схема генерации и теоретическая модель

Схема генерации ТГц импульса в искусственном PPLN кристалле представлена на рис.1а. Фазовой маской служит прозрачная диэлектрическая пластина с периодически повторяющимися прямоугольными щелями. Ввиду разницы в скоростях распространения через диэлектрические и воздушные участки маски, обеспечивается пространственно-периодическая задержка $\tau = d(n_m - 1)/c$, где d –

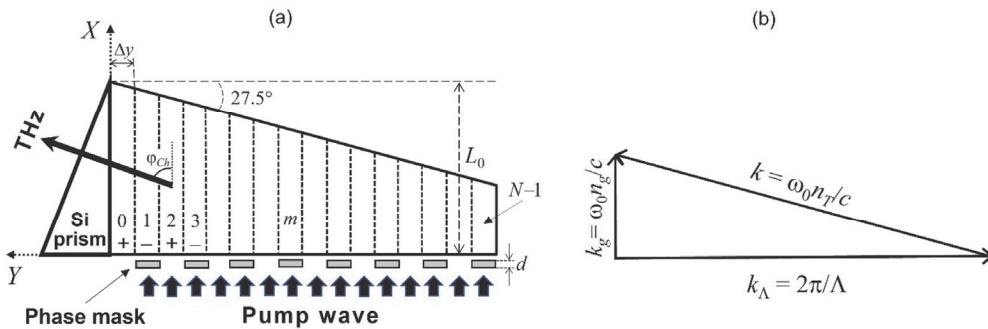


Рис.1. (а) Схема генерации ТГц излучения в трапециевидном кристалле стехиометрического ниобата лития с фазовой маской на входе кристалла. (б) Соответствующая диаграмма волновых векторов.

толщина пластины, n_m – показатель преломления, c – скорость света. В результате, спектральная составляющая нелинейной поляризации среды на частоте $\omega_0 = \pi/\tau$ меняет свой знак на противоположный в соседних участках кристалла. Это позволяет использовать модель искусственного PPLN кристалла и ввести вектор обратной решётки $K_\Lambda = 2\pi/\Lambda$ (где $\Lambda = 2\Delta y$ пространственный период маски, Δy – ширина щели) в диаграмму волновых векторов взаимодействующих волн (рис.1б). Как следует из рис.1б, частота ТГц генерации ω_0 определяется соотношением

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{\Lambda \sqrt{n_l^2 - n_g^2}}, \quad (1)$$

В случае стехиометрического LN (SLN) кристалла показатели преломления на частоте генерации $f_0 = \omega_0/2\pi = 0.5$ ТГц и на длине волны оптической накачки 0.8 мкм составляют $n_T = 4.9$ и $n_g = 2.25$, соответственно [13, 14]. Пользуясь этим, из выражения (1) получаем, что период фазовой маски должен составлять $\Lambda = 138$ мкм для генерации на частоте 0.5 ТГц. Рассчитанное значение периода Λ свидетельствует о возможности изготовления такой маски путем вырезания щелей дисковой пилой [12].

Для расчета поля ТГц излучения кристалл рассматривается как совокупность отдельных m -слоев материала ($m = 0, 1, 2 \dots N - 1$) с одинаковой толщиной $\Delta y = \Lambda/2$ и уложенных в направлении оси Y (рис.1а). Время задержки импульса накачки в этих слоях принимает поочередно значения 0 и τ в соответствии с профилем фазовой маски. Расчет поля ТГц волны, испускаемой отдельным m -слоем, проводится на основе модели излучающей антенны [15] с рядом упрощающих допущений. Предполагается, что нелинейный кристалл окружен линейной средой с одинаковым показателем преломления и пренебрегается ослабление мощности оптической накачки в процессе ТГц генерации. Кроме того, предполагается, что пучок накачки имеет равномерное распределение интенсивности в пределах кристалла. Следует отметить, что в большинстве высокомощных лазерных систем оптические пучки имеют почти плоскую поперечную форму после заключительного этапа усиления.

Таким образом, для спектральной составляющей ТГц волны, испускаемой m -слоем, получаем

$$E_m(\omega, \varphi, \theta, \sigma) = \frac{A}{R} G(\omega) F(\omega, \sigma) \Phi_m(\omega) L_m \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega \Delta n_\varphi L_m}{2c}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{k Z_0 \cos \theta}{2}\right) \exp[-ik(m \Delta y \sin \varphi + R)], \quad (2)$$

где $A = \mu_0 d_{33} Z_0 / \pi n_p n_T \sin \varphi$, R – расстояние от геометрического центра слоя с $m = 0$ (непосредственно контактирующего с Si-призмой) до точки наблюдения поля, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, $\mathbf{R} \equiv (R, \theta, \varphi)$ – координата точки наблюдения поля, $k_z = k \cos \theta$, $k_x = k \sin \theta \cos \varphi$, $k_y = k \sin \theta \sin \varphi$ – проекции волнового вектора ТГц поля, $k = \omega n_T / c$ – волновое число, $k_g = \omega n_g / c$ – волновое число соответствующее распространению импульса оптической накачки, $\Delta n_\varphi = n_T \cos \varphi - n_g$, φ и θ – углы распространения ТГц волны относительно X - и Z -осей кристалла, соответственно $L_m = L_0 - (m \Delta y / \tan \varphi_{ch})$, L_0 и Z_0 – длина и толщина нелинейного кристалла, $\Phi_m(\omega) = \exp[-(i\pi\omega/\omega_0)|\sin(m\pi/2)|]$ – коэффициент связанный с изменением фазы нелинейной поляризации в соседних слоях кристалла, n_p – оптический

показатель преломления, d_{33} – нелинейный коэффициент стехиометрического LN кристалла, $G(\omega) = \sin(\pi\omega/2\omega_0)$, $F(\omega, \sigma) = \omega I(\omega, \sigma)$, $I(\omega, \sigma) = (I_0\sigma/2\pi^{1/2})\exp[-(\omega\sigma/2)^2]$ – Фурье-образ интенсивности накачки на входе кристалла $x = 0$, I_0 – пиковая интенсивность, σ – длительность импульса, связанная с полной шириной на полувысоте соотношением $\sigma_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2}\sigma \approx 1.66\sigma$.

Очевидно, что полное поле ТГц генерации E_N представляет собой сумму полей $E_m(\omega, \phi, \theta, \sigma)$, где индекс m изменяется от 0 до $N - 1$, N – целая часть отношения $2Y_0/\Lambda$ и Y_0 – размер пучка накачки в направлении Y -оси кристалла. Однако, уже сейчас можно сделать ряд выводов относительно результирующего поля E_N , поскольку в уравнении (2) есть ряд множителей, не зависящих от индекса суммирования m . Так образом, несложно получить, что максимум ТГц излучения в меридиональной плоскости ориентирован под углом $\theta_{max} = \pi/2$ и его угловая ширина на уровне 3 дБ определяется соотношением $\Delta\theta \approx 0.886(c/nT_0f)$ или $\Delta\theta \approx 0.31^\circ$ на частоте $f_0 = 0.5$ ТГц и $Z_0 = 20$ мм. В азимутальной плоскости ТГц поле достигает максимума в направлении угла Черенковского излучения $\phi_{Ch} = \arccos(n_g/n_T) \approx 62.5^\circ$ вне зависимости от частоты ω . Зависимость ТГц поля от длительности импульса накачки σ определяется множителем $F(\omega, \sigma)$, который принимает максимальное значение $F_{max} \approx 0.24I_0$ при $\sigma \approx 1.41/\omega$ или $\sigma_0 \approx 0.45$ ps на частоте генерации $f_0 = \omega_0/2\pi = 0.5$ THz. Пользуясь этим, полное поле ТГц генерации E_N в направлении максимума излучения ($\theta = \theta_{max}$, $\phi = \phi_{Ch}$) при оптимальной длительности импульса накачки σ_0 можно представить в виде

$$E_N(\omega) = \frac{Ae^{-ikR}}{R} G(\omega) \omega I(\omega, \sigma_0) \sum_{m=0}^{N-1} L_m \exp\left[-i\omega \frac{T_0}{2}(m + \delta_m)\right], \quad (3)$$

где $T_0 = 2\pi/\omega_0$ – период колебаний, $\delta_m = |\sin(m\pi/2)|$, $G(\omega) = \sin(\omega T_0/4)$.

3. Результаты и обсуждение

Для иллюстрации временной формы ТГц импульса излучения проведем обратное Фурье преобразование в уравнении (3). Множитель $G(\omega)$ указывает, что поле $E_N(t)$ определяется разностью одинаковых электрических полей, со сдвигом во времени на отрезок $T_0/2$. В силу фактора $\omega I(\omega, \sigma_0)$ временная форма этих полей определяется производной от интенсивности импульса накачки $I(t, \sigma_0)$. Экспоненциальные множители под знаком суммы в уравнении (3) ответственны за сдвиг во времени на величину кратную периоду колебаний T_0 . Временные формы ТГц волн, испускаемых одним, двумя и $N = 80$ количеством слоев кристалла представлены на рис.2. Видно, что подобно случаю обычного PPLN кристалла [5, 6], количество циклов ТГц колебаний равно количеству слоев $N/2$ с одинаковым знаком нелинейной поляризации. Однако в искусственной PPLN структуре, число N можно легко менять путем изменения размера пучка накачки $Y_0 = N\Lambda/2$. Такая способность управления полосой излучения ТГц-источника очень важна для многих применений [16].

Из рис.2 видно, что амплитуда ТГц поля убывает со временем ввиду укорочения длины отдельного m -слоя кристалла согласно зависимости $L_m = L_0 - (m\Lambda_0/2\tan\phi_{Ch})$. Если пренебречь этим обстоятельством, можно приблизительно

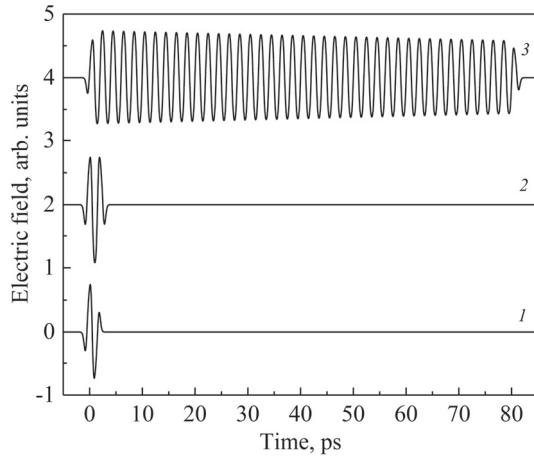


Рис.2. Временные формы ТГц импульсов, испускаемых одним (кривая 1), двумя (кривая 2) и $N = 80$ (кривая 3), количеством слоев кристалла. Осциллографмы смещены по оси ординат для ясности.

оценить ширину спектра (на уровне 3 дБ от максимума) пользуясь известной формулой $\Delta f = 1.772f_0/N$ или $\Delta f = 3.54$ ГГц при $N = 250$.

Основным параметром импульсного ТГц-источника является энергия импульса генерации ε_T . Наиболее удобно расчет ε_T выполнять в частотной области пользуясь теоремой Парсеваля. Принимая спектральную плотность энергии равной ее максимальному значению в полосе пропускания $\Delta\omega$ и в телесном угле $\Delta\Omega = \Delta\phi_{Ch}\Delta\theta$ для энергии ТГц импульса имеем

$$\varepsilon_T = \frac{n_T}{2W_0} 2\pi |E_N(\omega_0, \varphi_{Ch})|^2 R^2 \Delta\omega \Delta\Omega, \quad (4)$$

где $W_0 = 120$ Ом – импеданс свободного пространства и $E_N(\omega_0, \varphi_{Ch})$ – значение нижеприведенной функции в точке $\omega = \omega_0$ и $\varphi = \varphi_{Ch}$

$$E_N(\omega, \varphi) = B(\omega) \sum_{m=0}^{N-1} L_m \Gamma_m(\alpha, \varphi) \text{sinc}\left(\frac{\omega \Delta n_\varphi L_m}{2c}\right) \exp\left[-i\pi \frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{m \sin \varphi}{\sin \varphi_{Ch}} + \delta_m\right)\right]. \quad (5)$$

Здесь $B(\omega) = A(e^{-ikR}/R)G(\omega)\sigma_0$ и введен множитель $\Gamma_m(\alpha, \varphi) = \exp(-\alpha m \Delta y / 2 \sin \varphi)$ для учета затухания ТГц волн в нелинейном кристалле. Зависимость коэффициента поглощения α от температуры кристалла T аппроксимируется эмпирической формулой, приведенной в работе [13].

Уравнение (5) показывает, что вклад в ТГц поле от отдельного m -слоя убывает с ростом числа m . Это связано как с уменьшением длины слоя $L_m = L_0 - (m \Delta y / \tan \varphi_{Ch})$, так и с увеличением длины пути распространения ТГц волны в поглощающем кристалле. Зависимости спектральной плотности $|E_N(\omega_0, \varphi_{Ch})|^2$ от числа слоев N для SLN кристалла, находящегося при температурах $T_1 = 300$ К и $T_2 = 100$ К представлены на рис.3. Поскольку эти зависимости выходят на участок насыщения при больших N , оптимальное количество слоев выбирается из условия достижения спектральной плотности уровня 90% от максимума.

Как видно из рис.3, из-за высокого ТГц поглощения кристалла спектральная плотность излучения при комнатной температуре приблизительно в 3.7 раза меньше, чем для кристалла, находящегося при температуре $T_2 = 100$ К. По этой

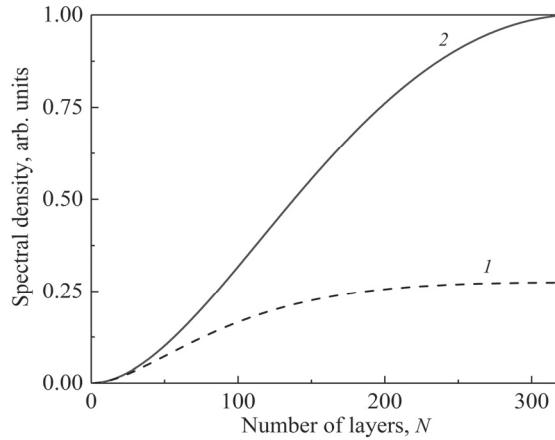


Рис.3. Зависимость спектральной плотности от числа слоев кристалла N при температурах $T_1 = 300$ К (кривая 1) и $T_2 = 100$ К (кривая 2).

причине мы ограничиваем дальнейшее рассмотрение случаем $T_2 = 100$ К и выбираем оптимальное число слоев равным $N = 250$. Последнее соответствует линейному размеру лазерного пучка накачки $Y_0 = N\Lambda/2 \approx 17.3$ мм.

Для оценки угловой ширины ТГц излучения $\Delta\varphi_{Ch}$ рассчитывается зависимость спектральной плотности $|E_N(\omega_0, \varphi)|^2$ от угла φ (рис.4). Из рис.4 следует, что полная ширина на полуысоте максимума составляет $\Delta\varphi_{Ch} \approx 0.72^\circ$.

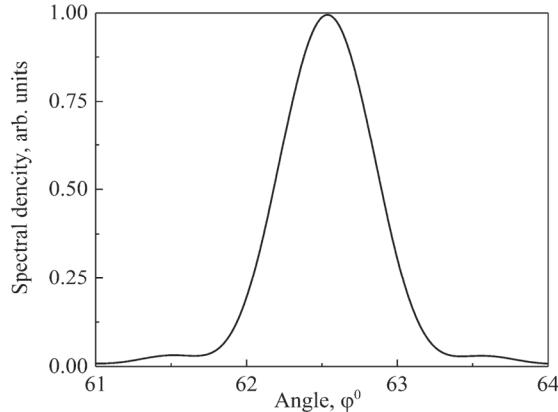


Рис.4. Диаграмма направленности ТГц излучения на частоте $f_0 = 0.5$ ТГц. Максимум излучения соответствует углу $\varphi = \varphi_{Ch}$.

Из анализа зависимости $|E_N(\omega, \varphi_{Ch})|^2$ несложно рассчитать также спектральную ширину излучения Δf . В результате получаем $\Delta f = 3.94$ ГГц, что близко к приблизительной оценке полосы 3.54 ГГц, полученной ранее из временной картины импульса ТГц излучения.

Теперь перейдем к оценке энергии генерируемого ТГц импульса, поскольку все величины входящие в уравнение (4) уже известны. Результаты расчета энергии ТГц импульса ε_T и соответствующего коэффициента эффективности преобразования оптического излучения $\eta = \varepsilon_T/\varepsilon_P$ (где ε_P – энергия импульса накачки) в зависимости от пиковой интенсивности накачки приведены на рис.5. Как и ожидалось, в рамках модели не источения мощности накачки, зависимость энергии

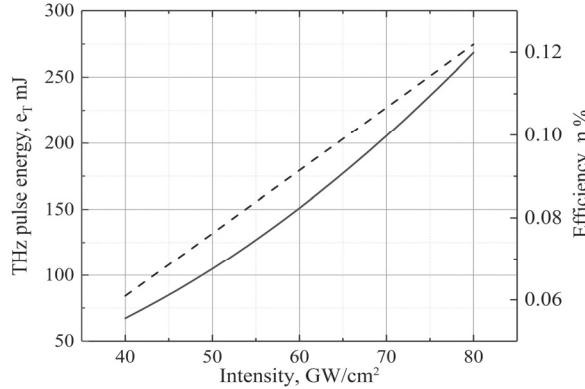


Рис.5. Зависимость энергии ТГц импульса ε_T (сплошная кривая) и эффективности преобразования лазерного излучения $\eta = \varepsilon_T/\varepsilon_P$ (пунктирная прямая) от пиковой интенсивности лазерной накачки.

ТГц импульса от интенсивности лазерного излучения имеет квадратичный характер. Наибольшая энергия ТГц импульса в кристалле составляет $\varepsilon_T = 265$ мДж при пиковой интенсивности импульса накачки $I_0 = 80$ ГВт/см², что соответствует энергии накачки $\varepsilon_P \approx 220$ мДж. Эффективность процесса преобразования оптического излучения в ТГц диапазон составляет $\eta \approx 0.12\%$, что близко к пределу $\eta_{\max} = \omega_0/\omega_p$ (где ω_p – частота оптической накачки), следующему из соотношений Мэнли–Роу. По этой причине, в рамках используемой теоретической модели, дальнейшее увеличение энергии ТГц импульса за счет роста энергии накачки ε_P не представляется возможным. Однако, указанный предел можно преодолеть за счет процесса каскадного преобразования частоты с последовательным понижением частоты [17]. Другой возможностью является распределения энергии импульса накачки в последовательность нескольких N_p импульсов с частотой повторения, равной ω_0 [18]. Расчет оптимального числа импульсов N_p для рассмотренной схемы ТГц генерации есть предмет наших отдельных исследований.

Отличительным достоинством ТГц генерации с использованием фазовой маски является возможность изменения частоты генерации путем построений изображений маски в кристалле с разными уменьшениями D . На рис.6 представлены спектры ТГц излучений, соответствующие различным уменьшениям $D = 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6$.

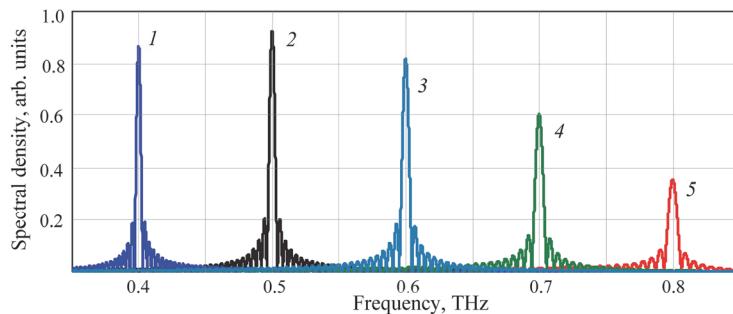


Рис.6. Зависимость спектральной плотности от частоты при различных уменьшениях изображения маски в кристалле, $D = 0.8$ (кривая 1), $D = 1.0$ (кривая 2), $D = 1.2$ (кривая 3), $D = 1.4$ (кривая 4), и $D = 1.6$ (кривая 5).

Видно, что частоту генерации возможно изменять в пределах одной октавы от 0.4 до 0.8 ТГц. Уменьшение спектральной плотности на частотах, отличных от $f_0 = 0.5$ ТГц, связано с увеличением ТГц поглощения на более высоких частотах и отклонением фазового сдвига в соседних слоях от π . Последнее является основной причиной снижения спектральной плотности на частоте 0.4 ТГц.

4. Заключение

В заключение показано, что генерация высокоэнергетических ТГц импульсов осуществима путем использования многощелевой фазовой маски на входной поверхности трапециевидного образца SLN кристалла. Показана возможность перестройки частоты генерации в пределах одной октавы посредством построения изображения фазовой маски в кристалле с различными уменьшениями. Число осцилляций ТГц поля можно варьировать (от почти одного до свыше сотни) путем изменения линейного размера пучка накачки в кристалле. Разработана теоретическая модель, согласно которой энергия ТГц импульсов на частоте 0.5 ТГц в криогенно охлажденном SLN кристалле оценивается 265 мкДж при энергии импульса накачки 220 мДж. Соответствующая эффективность преобразования лазерной накачки в ТГц диапазон составляет около 0.12%, что близко к пределу, следующему из соотношений Мэнли–Роу. Эти результаты могут быть дополнитель но улучшены за счет распределения энергии импульса накачки в последовательность нескольких лазерных импульсов с частотой повторения импульсов равной частоте генерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Leitenstorfer, et al. J. Phys. D: Appl. Phys., **56**, 223001 (2023).
2. Y. Zhang, K. Li, H. Zhao. Front. Optoelectron., **14**, 4 (2021).
3. X. Zhang, A. Shkurinov, Y. Zhang. Nat. Photonics, **11**, 16 (2017).
4. M. Hoffmann, J. Fulop. J. Phys. D: Appl. Phys., **44**, 083001 (2011).
5. Y. Lee, T. Meade, T. Norris, A. Galvanauskas. Appl. Phys. Lett., **77**, 1244 (2000).
6. C. Weiss, G. Torosyan, Y. Avetisyan, R. Beigang. Opt. Lett., **26**, 563 (2001).
7. S. Jolly, N. Matlis, F. Ahr, et al. Nat. Commun., **10**, 2591 (2019).
8. S.-C. Zhong, Y. Zhu, L-H. Du, Z-H. Zhai, J. Li, J.-H. Zhao, Z.-R. Li, L.-G. Zhu. Opt. Express, **25**, 17066 (2017).
9. Y. Avetisyan. J. Opt. Soc. Am. B, **38**, 1084 (2021).
10. F. Lemery, T. Vinatier, F. Mayet, et al. Commun. Phys., **3**, 150 (2020).
11. F. Wang, D. Sun, Q. Liu, et al. Opt. Mater., **125**, 112058 (2022).
12. C. Zhang, Y. Avetisyan, G. Abgaryan, I. Kawayama, H. Murakami, M. Tonouchi. Opt. Lett., **38**, 953 (2013).
13. A. Buzady, R. Galos, G. Makkai. Opt. Mater. Express, **10**, 998 (2020).
14. O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, A. Arie. Appl. Phys. B, **91**, 343 (2008).
15. J. L'huillier, G. Torosyan, Y. Avetisyan, R. Beigang. Appl. Phys. B., **86**, 185 (2007).
16. A.V. Ovchinnikov, O.V. Chefonov, M.B. Agranat, V.E. Fortov, M. Jazbinsek, C.P. Hauri. Opt. Express, **28**, 33921 (2020).
17. K. Vodopyanov. Opt. Express, **14**, 2263 (2006).
18. K. Ravi, D. Schimpf, F. X. Kartner. Opt. Express, **24**, 25582 (2016).

ՆԵՐՆԵՐԸ ՏԵՐԱՀԵՐՑԻ ԻՄՊՈԽԼԱՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ ԼԻԹԻՈԽՄ ՆՀՈԲԱՏ
ԲՅՈՒՐԵԴՂՈՒՄ ՓՈԽԼԱՅԻՆ ԴԻՄԱԿԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՄԱՍՔ

ՅՈՒ. Հ. ԱՎԵՏԻՍԻՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում մենք տեսականորեն ուսումնասիրում ենք նեղշերտ տերահերցային (ՏՀ) ձառագայթման գեներացումը օպտիկական ուղղման միջոցով՝ արհեստական պարբերական բնեռացված լիթիումի նիոբատի (ԼՆ) բյուրեղով՝ լայն բացվածքով։ Վերջինս ձևավորվում է առվորական (միադոմեն) ԼՆ բյուրեղի դիմաց բազմածեղը փուլային դիմակի տեղադրմամբ։ Ցույց է տրվում, որ ՏՀ ձարագայթման սպեկտրալ լայնքը կարող է փոփոխվել լայն տիրույթում՝ փոխելով օպտիկական մղման փնչի գծային չափը։ Բացի այդ, հնարավոր է կարգավարել գեներացման հաճախականությունը (0.4–0.8 ՏՀ միջակայքում)՝ բյուրեղի մեջ տարբեր խոշորացումներով, դիմակի պատկերը կառուցելով։ Ըստ հաշվարկների, 0.5 ՏՀ հաճախականությամբ ՏՀ ձառագայթման իմպուլսների էներգիան ստոյսիումետրիկ ԼՆ բյուրեղում 100 Կ շերմաստիճանի դեպքում կազմում է մոտ 265 մկՋ օպտիկական մղման իմպուլսի էներգիայի 220 մՋ համար։

NARROW-BAND TERAHERTZ PULSE GENERATION IN
LITHIUM NIOBATE CRYSTAL USING PHASE MASK

Y. H. AVETISYAN, A. H. MAKARYAN

In this paper, we theoretically study the generation of narrowband terahertz (THz) radiation by optical rectification in an artificial periodically poled lithium niobate (LN) crystal with a wide aperture. The latter is formed by placing a multi-slit phase mask in front of a conventional (single-domain) LN crystal. It is shown that the bandwidth of THz generation can be varied over a wide range by changing the linear size of the pump beam in the crystal. In addition, it is possible to tune the generation frequency (in the range of 0.4–0.8 THz) by building a mask image in the crystal with different magnifications. According to estimates, the energy of narrowband THz pulses at a frequency of 0.5 THz in a stoichiometric LN crystal at a temperature of 100 K is about 265 μJ for a pump pulse energy of 220 mJ.